

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
“КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМ. ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО ”  
Факультет електроніки  
Кафедра електронної інженерії

До захисту допущено  
Завідувач кафедри  
В. І. Тимофєєв  
“ ” 20\_\_р.

Дипломна робота  
освітнього рівня «бакалавр»  
за спеціальністю 153 мікро- та наносистемна техніка


на тему: «Тепловий аналіз низькорозмірних транзисторних структур»

Виконала студентка 4 курсу, групи ДМ-61

Суміна Аліна Миколаївна  
(прізвище, ім'я, по батькові)


  
(підпис)

Керівник ст. викладач каф. ЕІ Семеновська О. В  
(посада, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали)

  
(підпис)

Рецензент к.т.н., доцент кафедри МЕ Татарчук Д. Д.  
(посада, вчене звання, науковий ступінь, прізвище та ініціали)

  
(підпис)

Засвідчую, що у цій дипломній роботі немає  
запозичень з праць інших авторів без відповідних  
посилань.  
Студентка   
(підпис)

Київ - 2020 року

**Національний технічний університет України  
“Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського”**

Факультет електроніки  
Кафедра електронної інженерії  
Освітній рівень «бакалавр»  
за спеціальністю 153 мікро- та наносистемна техніка

**ЗАТВЕРДЖУЮ**

**Завідувач кафедри**

\_\_\_\_\_ В. І. Тимофєєв  
“ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 20\_\_ р.

**З А В Д А Н Н Я  
НА ДИПЛОМНУ РОБОТУ СТУДЕНТУ**

Суміній Аліні Миколаївні

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи «Тепловий аналіз низькорозмірних транзисторних структур»

керівник роботи ст. викладач каф. ЕІ Семеновська О. В,  
(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом по університету від “25” травня 2020 року No 1196-с

2. Строк подання студентом роботи 12 червня 2020 року

3. Вихідні дані до роботи розподіл температури низькорозмірних транзисторних структур

4. Зміст дипломної роботи (перелік питань, які потрібно розробити)

1 Основні властивості низькорозмірних транзисторних структур. 2 Методи теплового аналізу транзисторних структур. 3 Моделювання низькорозмірних транзисторних структур.

5. Перелік графічного (ілюстративного) матеріалу (із зазначенням обов'язкових креслень, плакатів, презентацій тощо)

Слайди презентації для захисту.

## 6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв

7. Дата видачі завдання 13 квітня 2020 року

## КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів виконання дипломної роботи	Строк виконання етапів роботи	Примітка
1	Підбір підручників, статей, інтернет-ресурсів для використання у дипломній роботі	19 квітня 2020	
2	Написання розділів пояснювальної записки	17 травня 2020	
3	Чисельне моделювання розподілу температури низькорозмірних транзисторних структур	29 травня 2020	
4	Аналіз отриманих результатів	2 червня 2020	
5	Оформлення пояснювальної записки відповідно до вимог нормоконтролю	4 червня 2020	
6	Проходження перевірки на плагіат та нормоконтроль	8 червня 2020	


Студентка

  
 ( підпис )

Суміна А.М.

(прізвище та ініціали)

Керівник роботи

  
 ( підпис )

Семеновська О. В.

(прізвище та ініціали)

## РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка: 52 с., 3 ч., 19 рис., 22 джерел.

### НИЗЬКОРОЗМІРНІ ТРАНЗИСТОРНІ СТРУКТУРИ, МЕТОДИ ТЕПЛОВОГО АНАЛІЗУ, РОЗПОДІЛ ПОЛЯ

Об'єктом розгляду є тепловий аналіз у низькорозмірних транзисторних структурах. Предметом роботи є дослідження розподілу температури у низькорозмірних транзисторних структурах шляхом математичного моделювання.

Метою роботи є оцінка теплових параметрів низькорозмірних транзисторних структур на основі  $A^3B^5$ , це дозволяє підвищити якість і надійність роботи низькорозмірних транзисторних структур на етапі розробки та знизити витрати на виробництво та випробування.

Перший розділ присвячено основним особливостям низькорозмірних транзисторних структур, у цьому розділі розглядаються низькорозмірні структури, наноструктури, гетероструктури та їх властивості.

У другому розділі розглядаються різноманітні методи теплового аналізу транзисторних структур: аналітичні, чисельні, еквівалентні, експериментальні та аналітико-експериментальні методи. Описано переваги та недоліки методів.

У третьому розділі розробляється математична модель, алгоритм розрахунку транзисторної структури, моделюються розподіли температури низькорозмірної транзисторної структури за різних параметрів, матеріалів.

## ABSTRACT

Explanatory note: 52 p., 3 s., 19 figures, 22 references.

### LOW-DIMENSIONAL TRANSISTOR STRUCTURES, METHODS OF THERMAL ANALYSIS, FIELD DISTRIBUTION

The modern world is hard to imagine without transistors. They are used in almost every field of electronics, from radios and televisions to cars, smartphones and computers. The correctness, stability and reliability of electronic equipment is determined by its temperature. Overheating of the semiconductor device leads to the impossibility of its proper functioning, to a reduction in service life, and in some cases even to failure.

Constant miniaturization leads to an increase in the degree of integration, a decrease in the geometric dimensions of semiconductor devices and an increase in the amount of heat dissipated. Therefore, the task of heat dissipation and control of thermal properties of the structure becomes especially important and urgent. Effective heat dissipation from the core of powerful semiconductor devices is a difficult task. This necessitates the control and detailed analysis of heat fluxes in semiconductor devices.

In addition to the problems of heat dissipation on the spatial scale of the crystal with a decrease in geometric dimensions, there is another serious problem associated with changes in the nature of heat transfer inside low-dimensional structures. From the standpoint of heat transfer, rather long conductors are characterized by the fact that their dimensions in all three dimensions are much larger than the free path length of particles inside the substance. Under these conditions, the Fourier law and the thermal conductivity equation are valid. As the length of the conduction channel decreases, the physical nature of electronic transport changes qualitatively. For long conductors, the transport is diffusion with a trajectory reminiscent of random walks. If the length of the conduction channel becomes less than the average free path length, then the transport of electrons goes into ballistic transfer

mode. At even shorter lengths of the conduction channel, the wave nature of electrons begins to manifest itself in the form of quantum effects: interference, tunneling.

Therefore, the task of the thesis is relevant and consists in the thermal analysis of low-dimensional transistor structures.

The object of consideration is thermal analysis in low-dimensional transistor structures. The subject of the work is the study of temperature distribution in low-dimensional transistor structures by mathematical modeling.

The aim of the work is to evaluate the thermal parameters of low-dimensional transistor structures based on A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>, it allows to increase the quality and reliability of low-dimensional transistor structures at the development stage and reduce production and testing costs.

The first section is devoted to the main features of low-dimensional transistor structures, in this section low-dimensional structures, nanostructures, heterostructures and their properties are considered.

The second section considers various methods of thermal analysis of transistor structures: analytical, numerical, equivalent, experimental and analytical-experimental methods. The advantages and disadvantages of the methods are described.

In the third section the mathematical model, algorithm of calculation of transistor structure is developed, temperature distributions of low-dimensional transistor structure on various parameters, materials are modeled.

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	8
1 ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ НИЗЬКОРОЗМІРНИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР .....	10
1.1 Фундаментальні явища у наноструктурах .....	11
1.2 Теплопровідність наноструктур.....	12
1.3 Гетероструктурні транзистори .....	19
1.4 Висновки.....	23
2 МЕТОДИ ТЕПЛОВОГО АНАЛІЗУ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР .....	25
2.1 Аналітичні методи .....	26
2.2 Чисельні методи.....	30
2.3 Еквівалентні методи .....	31
2.4 Експериментальний (графічний) метод .....	32
2.5 Аналітико-експериментальний (комбінований) метод .....	33
2.6 Висновки.....	34
3 МОДЕЛЮВАННЯ НИЗЬКОРОЗМІРНИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР .....	36
3.1 Теплова модель .....	36
3.2 Моделювання температурної залежності транзисторної структури .....	38
3.3 Висновки.....	48
ВИСНОВКИ.....	49
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ.....	50

## ВСТУП

Сучасний світ важко уявити без транзисторів. Вони використовуються практично у будь-якій галузі електроніки, починаючи від радіоприймачів і телевізорів, закінчуючи автомобілями, смартфонами і комп'ютерами. Правильність, стабільність і надійність роботи електронної апаратури визначається його температурним режимом. Перегрів напівпровідникового приладу призводить до неможливості його правильного функціонування, до скорочення терміну служби, а в деяких випадках навіть і до відмови.

Постійна мініатюризація призводить до збільшення ступеня інтеграції, зменшення геометричних розмірів напівпровідникових приладів і збільшення кількості тепла, що розсіюється. Тому особливо важливою і актуальною стає задача відведення теплоти і управління тепловими властивостями структури. Ефективне відведення тепла з активної області потужних напівпровідникових приладів є складним завданням. Це обумовлює необхідність контролю і детального аналізу теплових потоків в напівпровідникових приладах.

Крім проблем відведення тепла на просторових масштабах кристала зі зменшенням геометричних розмірів виникає ще одна серйозна проблема, пов'язана зі зміною характеру теплопереносу тепла всередині низькорозмірної структури. З позиції перенесення теплоти досить довгі провідники характеризуються тим, що їх розміри у всіх трьох вимірах значно більше довжини вільного пробігу частинок усередині речовини. При виконанні цих умов справедливий закон Фур'є і рівняння теплопровідності. У міру зменшення довжини каналу провідності фізична природа електронного транспорту змінюється якісно. Для довгих провідників транспорт є дифузійним з траєкторією, яка нагадує випадкові блукання. Якщо довжина каналу провідності стає менше середньої довжини вільного пробігу, тоді транспорт електронів переходить у режим балістичного перенесення. За ще коротших довжин



каналу провідності починає проявлятися хвильова природа електронів у вигляді квантових ефектів: інтерференції, тунелювання.

Отже, завдання дипломної роботи є актуальним і полягає у тепловому аналізі низькорозмірних транзисторних структур.

Метою роботи є оцінка теплових параметрів низькорозмірних структур на основі  $A^3B^5$ . Це дозволить підвищити якість і надійність роботи низькорозмірних структур на етапі моделювання і знизити витрати при їх виробництві та випробуванні.

Об'єктом дослідження є тепловий аналіз у низькорозмірних транзисторних структурах. Предметом роботи є дослідження розподілу температури у низькорозмірних транзисторних структурах шляхом математичного моделювання.

## 1 ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ НИЗЬКОРОЗМІРНИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР

В даний час відбувається період переходу характерних розмірів елементів електроніки до розмірів порівнянних з розмірами молекул і атомів. Ці розміри відповідають десяткам, одиницям нанометрів. Такі структури називають наноструктурами.

У наноструктурах, які можна порівняти з довжиною хвилі де Бройля вільного електрона, виразно проявляються хвильові властивості електронів, тобто поведінка електронів сильно залежить від геометрії структури [1].

У низькорозмірних структурах вільний рух електронів обмежений хоча б в одному напрямі. До двовимірних структур відносяться квантові шари, у яких квантове обмеження існує тільки в одному напрямку, а в двох інших напрямках розміри залишаються довільними, також такий шар можна назвати 2D структурою. Електрони у квантових 2D шарах зазвичай називають двовимірним електронним газом.

До одновимірних (1D) структур відносяться квантові нитки. Такі структури обмежені в двох напрямках, а в одному залишаються довільними.

До нульвимірних (0D) структур відносяться квантові точки. Розміри такої структури обмежені дебройлівською довжиною хвилі в трьох напрямках. Через схожість енергетичних характеристик атомів та квантових точок, квантові точки інколи називають «штучними атомами».

Для практичного використання низькорозмірні структури повинні знаходитись на якій-небудь підложці та мати контакт з іншими структурами та функціональними елементами. Для застосування у приладах потрібно комбінувати елементарні структури різного роду [2].

Прикладами наноструктур є тонкі плівки, тонкі волокна, нанотрубки, фулерени, надгратки, межі гетеропереходів. Дослідження фізичних явищ у нанорозмірних

структурах дозволили створити на їх основі низку нових швидкодіючих приладів твердотільної електроніки [1].

### 1.1 Фундаментальні явища у наноструктурах

У нанорозмірних структурах поведінку рухомих носіїв заряду (електронів і дірок) визначають три групи фундаментальних явищ: квантове обмеження, балістичний транспорт і тунелювання. Всі ці ефекти за своїм походженням є типовими проявами квантово-механічної природи електрона.

Квантові обмеження – це обмеження руху електронів (дірок) у низькорозмірній структурі, яке обумовлює відмінність мінімальної енергії та дискретність спектру дозволених значень від нуля [2]. Квантове обмеження виникає, коли вільний рух хвилі де Бройля електронів в одному з напрямків виявляється обмеженим потенційними бар'єрами, які утворюють наноструктуру, в якій ці електрони перебувають. Воно змінює спектр дозволених енергетичних станів і впливає на перенесення носіїв заряду через наноструктури. Транспорт носіїв заряду може здійснюватися як паралельно, так і перпендикулярно потенціальним бар'єрам. При цьому буде проявлятися хвильова природа електрона. У разі руху носіїв уздовж потенційних бар'єрів домінуючими ефектами виявляються балістичний транспорт і квантова інтерференція. Проходження носіїв заряду через потенційні бар'єри має місце виключно за допомогою їх тунелювання, що і забезпечує перенесення носіїв з однієї області наноелектронного приладу в іншу [3].

Типовим проявом хвильових властивостей потенціального бар'єру є тунелювання електрона через потенціальний бар'єр. Тунелювання означає перенесення частинки через область, яка обмежена потенціальним бар'єром, висота якого більше енергії даної частинки. У низькорозмірних структурах явище

тунелювання електрона набуває специфічних особливостей, які пов'язані з дискретністю заряду, який переноситься електроном, і з додатковим квантуванням енергетичних станів, викликаних квантовим обмеженням. Найхарактерніше ці особливості проявляються в одноелектронному тунелюванні і в резонансному тунелюванні [4].

У структурах, розмір яких менше довжини вільного пробігу носіїв заряду, перенос носіїв заряду відбувається без розсіювання – це називається балістичним транспортом. Ефекти, які відносяться до балістичного транспорту, визначаються відношенням між розмірами структури, в якій є перенос носіїв заряду, та довжинами вільного пробігу. Балістичний транспорт носіїв у металевих наноструктурах складно реалізувати, тому що у металах середня довжина вільного пробігу, за низьких температур, не перевищує 10 нм. А 10 нанометрів – це менше чи приблизно такого ж розміру що й наноструктура.

Транспорт носіїв заряду у напівпровідниках характеризується великою середньою довжиною вільного пробігу електронів, наприклад, за кімнатної температури та при непружному розсіюванні середня довжина вільного пробігу у GaAs складає близько 120 нм. Цей приклад підтверджує той факт, що у напівпровідниках балістичний транспорт носіїв легко реалізується [2].

## 1.2 Теплопровідність наноструктур

Через стрімкий розвиток різних галузей науки, техніки тощо, дослідження наноструктур має велике значення з точки зору перенесення теплоти. Всі ми знаємо, що використання нанотехнологій в різних галузях науки і техніки відкриває принципово нові можливості, які ще нещодавно складно було уявити. Цьому є дві причини: властивості наноструктур унікальні – для них характерні рекордні значення

теплопровідності, електричної провідності тощо; розвиток нанотехнологій дозволяє створювати матеріали із заданими властивостями, формуючи нові структури речовини з окремих нанoeлементів. Наприклад, багатошарові наноструктури можуть бути сформовані з плівок або моношарів різних речовин, які містять ізолюючі, магнітні, провідні, надпровідні шари. Оскільки набір матеріалів є різноманітним, властивості таких структур можуть змінюватися в дуже широкому діапазоні, одночасне існування яких в одному зразку раніше неможливо було уявити [5].

Перспективи розвитку наноінженерії визначаються, зокрема, рішенням проблем перенесення теплоти в наносистемах. Від їх рішення залежать значення параметрів, що характеризують ефективність розроблюваних пристроїв.

Особливості обговорюваних проблем пов'язані, з тим, що механізми перенесення теплоти в наноструктурах істотно відрізняються від добре вивчених для масивних тіл, тому необхідний розвиток принципово нових методів дослідження, та наноструктури дуже різноманітні, і кожна з них вимагає ретельного спеціального вивчення [6].

В даний час головними є наступні напрямки досліджень з даної проблеми:

- вивчення теплофізичних властивостей наноструктур;
- вирішення проблем забезпечення необхідного теплового стану розроблюваних технічних пристроїв;
- розробка методів розрахунку теплових режимів різних наноструктур.

Можливості інновацій в даній області засновані на знанні структури речовини і взаємодій частинок в ній на рівнях міжатомних відстаней, нано- та мікрометрових масштабів.

Сучасні дослідження переносу теплоти в наноструктурах орієнтовані на напівпровідникові пристрої, тому абсолютна більшість робіт вивчає перенесення теплоти фононами. Електронний перенос теплоти характерний для металів.

**Перенесення теплоти фононами.** Окремий напрямок досліджень присвячується вивченню твердотільних структур, в яких перенесення тепла

здійснюється фононами. До таких структур відносяться графен, напівпровідникові матеріали, включаючи вуглецеві нанотрубки, і діелектрики [7].

Фонон – це квазічастинка, яка представляє собою узгоджені коливання деякої кількості атомів (молекул) [6].

Хвильові властивості фононів залежать від частоти  $\omega$  і довжини хвилі  $\lambda$ . Механічні властивості фонона визначаються співвідношеннями де Бройля: квазіімпульс  $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ , де  $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$  – хвильовий вектор; енергія  $E = \hbar\omega$ , де  $\hbar$  – постійна Планка;  $\omega$  – частота фонона.

Масивні тіла характеризуються тим, що їх розміри у всіх трьох вимірах значно більше довжини вільного пробігу частинок всередині речовини. При виконанні цих умов справедливими є закон Фур'є і рівняння теплопровідності. Для наноструктур існують випадки, в яких умови малості довжин вільного пробігу виконуються, але не для всіх трьох вимірів. Це можуть бути великі листи графена і наноплівки, для яких дані умови виконуються тільки в двох вимірах; стрічкова структура графена; нанотрубки і нанонитки, коли їх довжина значно більше довжини вільного пробігу частинок. При виконанні цих умов рівняння теплопровідності може бути застосовано для розрахунків поширення теплоти в наноструктурах в двох або одному вимірі. В інших випадках для розрахунку переносу необхідно розвивати інші методи.

**Теплопровідність масивних твердих тіл.** Внутрішня енергія твердих тіл визначається енергією коливань решітки. Перенесення теплоти в діелектриках і напівпровідниках здійснюється фононами. Довжини хвиль і частоти фононів, що поширюються в твердому тілі, обмежені відстанню  $a$  між атомами. Довжина хвилі  $\lambda$  не може бути менше відстані між атомами, тому частота обмежена максимальним значенням  $\omega_{max}$ . Цією величиною визначається температура Дебая:

$$\theta_D = \hbar\omega_{max}/k_B, \quad (1.1)$$

де  $\hbar$  – постійна Планка;

$\omega$  – максимальна частота;

$k_B$  – постійна Больцмана.

Зазвичай, залежності теплофізичних властивостей від температури різняться при  $T < \theta_D$  та  $T > \theta_D$ .

Теплопровідність фононного газу:

$$k = \frac{1}{3} \sum_j \int_0^{\omega_{max}} C(\omega) u_{sj}(\omega) l(\omega) d\omega, \quad (1.2)$$

де  $C(\omega)$  – теплоємність твердого тіла;

$u_{sj}(\omega)$  – швидкість звуку для хвилі, яка поляризована вздовж напрямку  $js$ ;

$l(\omega)$  – довжина пробігу фононів. Додавання відбувається за різними поляризаціями хвилі.

За низьких температур  $T < \theta_D$  довжина пробігу фононів і швидкість звуку не залежать від температури. Теплоємність пропорційна кубу температури, тому така ж залежність теплопровідності:  $k \approx T^3$ . В області  $T < \theta_D$  тепловий опір визначається зіткненнями фононів з дефектами ґратки та домішками.

За високих температур  $T > \theta_D$  тепловий опір визначається зіткненнями фононів один з одним. Теплопровідність масивних тіл в області високих температур  $k \approx T^{-1}$ .

Залежність теплопровідності від температури наноструктур виявляється досить схожою на описане вище [6].

**Особливості перенесення теплоти.** Розглянемо особливості перенесення теплоти в наноструктурах: балістичну теплопровідність, контактний тепловий опір, розсіювання частинок на межах наноструктур, квантово-розмірні структури.

**Балістична теплопровідність.** У масивних зразках виконується умова малості довжини вільного пробігу  $l$  в порівнянні з характерними розмірами зразка  $L$ . Зворотня умова  $l \gg L$  відповідає балістичній теплопровідності, коли реалізується

перенесення теплоти без зіткнень, яке реалізується в наноструктурах. Термічний опір зразків в цих випадках дорівнює нулю [6].

Розсіювання носіїв заряду у твердих тілах з однієї області кристалу в іншу відбувається при транспорті носіїв заряду. Розсіювання може відбуватися пружно і не пружно. Джерелом пружного розсіювання є статичні дефекти – домішкові атоми, дислокації, границі кристалічних зерен. Джерелом непружного розсіювання є коливання кристалічної решітки.

Середня довжина вільного пробігу – це середня відстань, яку електрон проходить між двома послідовними процесами розсіювання. Середня довжина вільного пробігу електронів у макроскопічних системах завжди набагато менше розміру самих цих систем. У наноструктурах умови для транспорту носіїв заряду істотно відрізняються від умов у макросистемах [3].

**Контактний тепловий опір.** Цей ефект був відкритий Капіцею [8]. При вивченні перенесення теплоти в наноструктурах контактний тепловий опір зазвичай набуває першочергового значення.

**Розсіювання частинок на межах наноструктур.** У цьому випадку головне питання – характер розсіювання на границі: дзеркальний чи дифузійний. У випадку дзеркального розсіювання – довжина пробігу до дифузійного розсіювання така сама, як у масивних тілах. Якщо розсіювання на границі дифузійне – довжину вільного пробігу можна порівняти з діаметром дроту. Необхідно враховувати обидва типи розсіювання фононів на границі [6]. Нанонитки – це характерний приклад важливості обліку зіткнень фононів з границями [8].

**Квантово-розмірні структури.** Довжина хвилі фононів може бути порівняна з розмірами нанооб'єктів. В таких умовах можуть існувати тільки фонони, перпендикулярна складова довжин хвиль яких задовольняє умові: відношення товщини плівки до довжини напівхвилі фонона – ціле число. У такого роду випадках рівноважний розподіл фононів за рівнем енергії відрізняється від загальноприйнятого розподілу Бозе – Ейнштейна. У цих умовах необхідно враховувати два ефекти:



- зменшення щільності фононів;
- зміна рівнянь дисперсії фононів і пов'язане з цим зменшення швидкості звуку [8].

**Перенесення теплоти в нанотрубках.** Розглядається перенесення теплоти уздовж осі одностінних довгих нанотрубок, довжина трубок значно більше довжини вільного пробігу фононів. В області низьких температур теплопровідність нанотрубок пропорційна температурі, через те, що в одновимірних структурах за низьких температур теплоємність лінійно залежить від температури. Температура не впливає на швидкість звук і довжину вільного пробігу. У напрямку, який паралельний осі нанотрубки, теплопровідність за кімнатної температури складає  $1\,750 \dots 5\,800 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$  [6]. Ми можемо пояснити такий розкид дією різноманітних факторів: діаметром нанотрубки, чистотою нанотрубки, керальністю тощо.

Теплопровідність нанокомпозитів з нанотрубок на п'ять порядків нижче за поздовжню теплопровідність –  $0,02 \dots 0,07 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$  [9]. Осі нанокомпозитів з нанотрубок перпендикулярні до теплового потоку.

**Перенесення теплоти у нанонитках і наноплівках.** Нанонитки розглядаються в якості матеріалу для використання в квантових дротяних транзисторах, квантових дротяних лазерах, термоелектричних пристроях тощо. Для довгої нанонитки закон Фур'є справедливий в напрямку вздовж її осі. Тому досліджуються залежності теплопровідності нанонитки від її діаметра і температури.

Наноплівки розглядаються в якості матеріалу для надіраток, дзеркал для нанолітографії, термоелектричних пристроїв. За великих поздовжніх розмірів наноплівки закон Фур'є справедливий всередині плівки в напрямку вздовж її поверхонь.

Коли діаметр нанонитки і товщина наноплівки досягають порядку декількох нанометрів, перенесення теплоти фононами значно знижується в порівнянні з рівнем для масивних матеріалів. Причинами цього є те, що зазначені розміри стають значно менше довжини вільного пробігу частинок – зростає розсіювання фононів границями

нанонитки; мінімальні розміри нанонитки і наноплівки стають порівнянними з довжиною хвилі фононів – проявляються квантові ефекти. В результаті зменшується щільність фононів і швидкість звуку [6].

**Опір Капіци.** Це термічний опір на межах контакту двох тіл, цей опір зазвичай визначає сумарні теплові втрати. Він відіграє важливу роль при вирішенні проблем перенесення теплоти в наноструктурах.

Основні методи оцінки цих опорів були закладені першою теоретичною роботою І. М. Халатникова. Сутність моделі полягає у тому, що поверхня контакту представляється як плоска нескінченно тонка межа між двома матеріалами. Відповідно до властивостей матеріалів відбувається заломлення або відбиття фононів на границі з обох боків. Різниця потоків енергії фононів від матеріалу з більш високою температурою до матеріалу з меншою температурою і назад дає зв'язок потоку енергії і стрибка температури на контакті:

$$q = \Delta T / h_K, \quad (1.3)$$

Де  $q$  – тепловий потік через контакт;

$\Delta T$  – різниця температур на контакті;

$h_K$  – опір Капіци.

Проблемою є те, що модель Халатникова дуже ідеалізована і дає велику помилку, теорія не враховує шорсткість поверхні, можливість взаємної дифузії двох матеріалів, квантово-розмірні ефекти, виділення енергії безпосередньо на контакті при розсіянні на ньому фононів тощо. В цих умовах важливе значення мають експериментальні дослідження закономірностей зміни опору Капіци в залежності від матеріалів, температури, технології отримання контактів тощо. Очевидно, що в основі використання полікристалів, багатошарових структур, квантових точок та інших засобів для зменшення теплопровідності лежить явище контактного опору Капіци.

Сформувався напрям досліджень, щодо забезпечення мінімізації опору Капіці – створення на межах між двома матеріалами шарів, за допомогою спеціальних термічних інтерфейсних матеріалів, які добре проводять. Ці шари слугують мостами між матеріалами, що зменшують опір інтерфейсів.

Тонкі полімерні плівки використовуються у якості складових цих шарів. Для досягнення максимальної площі контакту використовують тонкі полімерні плівки, вони забезпечують максимально повний контакт між сусідніми шорсткими поверхнями. Якщо плівки відсутні – площа контакту невелика, внаслідок шорсткості поверхонь.

Високу теплопровідність всередині термічних інтерфейсних матеріалів забезпечують вуглецеві нанотрубки, які вирощуються перпендикулярно до поверхонь сусідніх матеріалів, також таку властивість забезпечують металеві та графітові нанопорошки. В якості такого наповнювача використовували графен. Використання нанотрубок знижує термічні опори приблизно у два рази, використання графіту знижує у вісімнадцять разів, використовуючи графен термічні опори можна зменшити у двадцять три рази [6].

### 1.3 Гетероструктурні транзистори

Гетероструктури відносяться до напівпровідникових структур з декількома гетеропереходами. Гетеропереходом вважається контакт двох різних напівпровідників, де кристалічна ґратка одного матеріалу без порушення періодичності переходить у ґратку іншого матеріалу. Напівпровідникові гетероструктури лежать в основі конструкцій сучасних транзисторів, приладів квантової електроніки тощо.

Ще нещодавно кремній був одним з найзатребуваніших елементів у електроніці напівпровідників. Все це через його переваги: отримання чистого матеріалу, простота легування кремнію, гарні ізолюючі властивості.

Польові транзистори з селективним легуванням на основі з'єднань  $A^3B^5$  – прилади, які здатні працювати на високих частотах, також вони є перспективними в плані розширення частотного діапазону, такі прилади мають найкращі шумові характеристики у надвисокочастотному діапазоні.

Для підвищення швидкодії польових МДН-транзисторів потрібна велика електропровідність каналу та велика рухливість носіїв у каналі. До зниження рухливості носіїв заряду внаслідок розсіювання на іонізованих домішках призводить підвищення ступеня легування напівпровідника. У гетероструктурних польових транзисторах на основі  $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$  можна подолати суперечливість вимог підвищення рухливості за одночасного збільшення легування. Такі транзистори можна називати транзисторами з двовимірним електронним газом, з модульованим легуванням, з великою рухомістю чи транзисторами із селективним легуванням (див. рис. 1.1).

Дані транзистори – це прилади з високими технологічними характеристиками. Отримати такі характеристики можна за рахунок квантових ефектів електронів у нанометрових потенціальних ямах, розміри яких є меншими за довжину хвилі де Бройля.

Такий транзистор можна представити як шар слабколегованого  $GaAs$  р-типу на напівізолювальній підкладці. На даний шар нанесено сильнолегований  $AlGaAs$  n-типу. Між  $AlGaAs$  і  $GaAs$  утворюється гетероперехід. Виникає внутрішнє електричне поле, коли електрони із  $AlGaAs$  переходять в напівпровідник  $GaAs$ . Таке внутрішнє електричне поле призводить до викривлення енергетичних рівнів і розриву дна зони провідності на величину  $\Delta E_c$  (див. рис. 1.2). Електрони у шарі  $GaAs$  утворюють провідний канал, коли вони опиняються в потенціальній ямі, ширина якої є декілька

нанометрів. Виходячи з цього, можемо зазначити, що рух електронів у каналі є двовимірним, тобто він вільний вздовж каналу та обмежений впоперек каналу.

У такій гетероструктурі двовимірний електронний газ міститься у власному напівпровіднику GaAs і просторово віддалений від іонізованих донорів у шарі AlGaAs. Електрони не розсіюються на домішках і їх рухливість у багато разів перевищує рухливість електронів у каналі звичайного МДН-транзистора.

Для ослаблення розсіювання на далекодіїному кулонівському потенціалі іонізованих домішок у AlGaAs в структурі гетеропереходу створюють тонкий нелегований шар AlGaAs (спейсер) між сильнолегованим широкозонним напівпровідником і нелегованим напівпровідником. Рухливість електронів у двумірному каналі в слабких електричних полях зростає зі збільшенням товщини нелегованого шару AlGaAs лінійно. Наявність такого шару збільшує збіднений шар заслону транзистора, що дозволяє знизити крутість характеристики S.

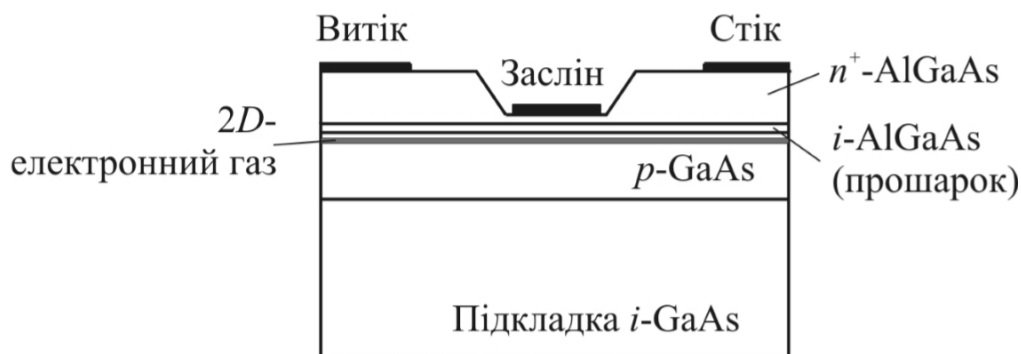


Рисунок 1.1 – Структура польового гетеротранзистора із селективним легуванням [1]

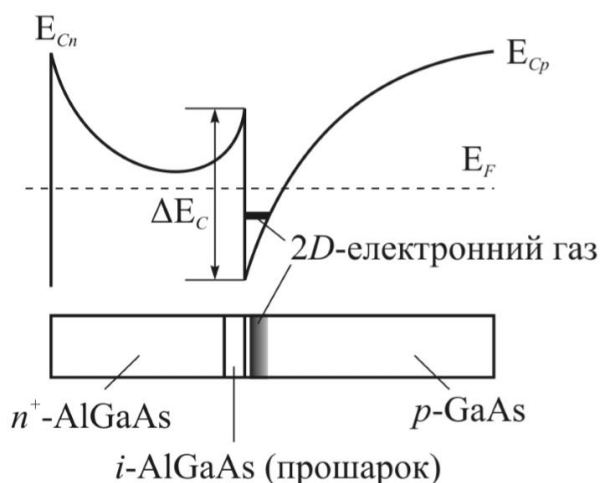


Рисунок 1.2. – Діаграма зони провідності польового гетеротранзистора із селективним легуванням [1]

Ланки напівпровідника під стоком і витоком сильно легують, це робиться для того, щоб поліпшити контакт з каналом і зменшити опір між стоком і витоком. Вимоги до характеристик легованого шару AlGaAs: товщина легованого шару AlGaAs має бути якомога меншою, щоб було забезпечено велике значення крутизни транзистора; цей шар повинен бути сильнолегованим і мати високий потенціальний бар'єр гетеропереходу, щоб зменшити зворотній струм.

Через легований шар AlGaAs між стоком і витоком паралельно каналу може проходити струм витікання, це зменшує крутість транзистора. У рівноважному стані в AlGaAs утворюється область просторового заряду внаслідок дифузії електронів у канал, а інша пов'язана з бар'єром Шоткі на межі з металевим електродом заслону. Товщина шару AlGaAs повинна бути такою, щоб обидві області збіднення торкались одна одної, тоді весь шар буде збідненим, опір великим і дорівнюватиме опору власного AlGaAs. Струм витікання через даний шар буде мінімальним.

Транзистори можна поділити на нормально відкриті та нормально закриті. У нормально закритих транзисторах товщина легованого шару AlGaAs близько 50...60 нм і область збіднення контакту Шоткі на гетероперехід не поширюється. Якщо ми подамо від'ємну напругу на заслін – поширюється область збіднення переходу Шоткі

та захоплює область збіднення гетеропереходу. Через це канал збіднюється електронами та його провідність зменшується. Щоб відкрити транзистор, потрібно подати додатну напругу на заслін [1].

**З'єднання  $A^3B^5$ .** Найпоширеніші з'єднання для створення гетеропереходів – сполуки  $A^3B^5$ . Ці з'єднання є найближчими електронними аналогами кремнія і германія. Зацікавленість до з'єднань  $A^3B^5$  з'явилась у 1950-ті роки, тоді було вперше виявлено їх напівпровідникові властивості. Такі з'єднання забезпечують ширший вибір основних напівпровідникових параметрів, ширини забороненої зони, рухливості носіїв заряду, ніж напівпровідники четвертої групи [9].

Арсенід галію є одним з найважливіших напівпровідників групи  $A^3B^5$ . Даний матеріал має певні переваги у порівнянні з кремнієм. Він має більшу рухливість і швидкість насичення для електронів, що дозволяє створювати транзистори з частотами більше, ніж 250 ГГц. На відміну від кремнієвих р-n переходів, прилади на основі GaAs менш чутливі до зміни температури. Прилади на основі арсеніду галію генерують менше шуму, ніж кремнієві при роботі на високих частотах; можуть працювати на більш високих потужностях, бо вони мають більш високі напруги пробою. Цей матеріал часто використовується у якості ізолюючої підкладки, бо GaAs має високий питомий опір та високе значення діелектричної постійної, він забезпечує надійну ізоляцію між різними приладами. Арсенід галію ідеальний матеріал для високочастотних інтегральних схем, де активні та пасивні компоненти можуть бути виготовлені на одній пластині [9].

#### 1.4 Висновки

Розвиток нанотехнологій потребує наявності глибоких знань структури речовини, процесів, які там відбуваються. Нанотехнології охоплюють не тільки

процеси перенесення теплоти. Використання нанотехнологій дозволяє відкривати нові можливості у різних галузях фізики, медицини тощо.

Низкорозмірні структури можна використовувати у приладах, але для цього потрібно комбінувати елементарні структури різного роду. Дослідження фізичних явищ у нанорозмірних структурах дозволили створити на їх основі багато сучасних швидкодіючих приладів.

У нанорозмірних структурах такі явища, як квантове обмеження, балістичний транспорт та тунелювання визначають поведінку рухомих носіїв заряду.

Властивості наноструктур унікальні: можна досягати неймовірних значень теплопровідності, створювати нові структури з нанoeлементів. Властивості наноструктур можуть змінюватися у великому діапазоні, через різноманітність матеріалів, які можна використовувати. Рішення проблеми теплопереносу прямо впливає на ефективність пристроїв, які розроблюються. Зараз дослідження теплопереносу у наноструктурах орієнтовано на напівпровідникові пристрої. Актуальним є створення ефективних технологічних процесів, які забезпечують отримання матеріалів з нанокристалічною структурою у промислових масштабах.

Напівпровідникові гетероструктури лежать в основі конструкцій сучасних транзисторів. Польові транзистори з селективним легуванням на основі з'єднань  $A^3B^5$  здатні працювати на високих частотах, мають найкращі шумові характеристики у надвисокочастотному діапазоні. Такі транзистори – пристрої з високими технологічними характеристиками, які можна отримати за рахунок квантових ефектів електронів.

Арсенід галію є одним з найважливіших напівпровідників групи  $A^3B^5$ . Він дозволяє створювати транзистори з великими частотами; такі прилади менш чутливі до зміни температури; генерують менше шуму; можуть працювати на високих потужностях. GaAs ідеальний матеріал для високочастотних інтегральних схем, де активні та пасивні компоненти можуть бути виготовлені на одній пластині



## 2 МЕТОДИ ТЕПЛОВОГО АНАЛІЗУ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР

У реальних транзисторних структурах моделювання теплових полів та опис процесів в області сильного поля, де перегрів проявляється найбільш суттєво, пов'язані з описом саморозігріву для визначення електротеплових режимів транзистора. На параметри надійності транзистора та на електротехнічні характеристики транзисторної структури впливає виникнення локальних градієнтів температури, вони з'являються внаслідок зміни параметрів електронного газу, тобто під час підвищення температури.

Окрім технологічних засобів відведення тепла, в даний час, приділяється особлива увага урахуванню та коригуванню впливів теплових ефектів на електричні параметри на стадії проектування пристроїв. Насамперед, це стосується розробки адекватних математичних моделей електронних пристроїв, які враховують вплив ефектів саморозігріву.

Для знаходження розподілу температури у структурі гетероструктурних транзисторів використовується математичне моделювання. Воно може бути корисним на етапі розробки, дослідження чи під час використання гетеротранзисторів. [10]

Існує декілька методів вирішення задач теплопровідності [11]: аналітичний, чисельний, еквівалентний, експериментальний та аналітично-експериментальний методи.

## 2.1 Аналітичні методи

Для визначення стаціонарного і нестаціонарного розподілу температури, під час розробки, дослідження чи використання теплових систем, часто використовуються різні методи математичного моделювання.

Аналітичні методи займають особливе місце серед методів моделювання, вони полягають у заміні реальної транзисторної структури теплофізичною моделлю, описі математичними рівняннями умов теплообміну в тепловій (математичній) моделі і вирішенні системи цих рівнянь щодо розрахункового параметра – температури. Ці методи дозволяють отримувати розв'язання рівняння теплопровідності для розподілу температури в об'єкті, яке може бути виражене через незалежні змінні і параметри об'єкта у вигляді формул, рядів і інтегралів [12].

Для вирішенні лінійних задач теплопровідності використовуються такі аналітичні методи: метод Фур'є (метод власних функцій, метод відокремлення змінних), метод функцій джерел (метод функції Гріна), метод теплових потенціалів, методи інтегральних перетворень в скінченних і нескінченних межах [13-15].

При дослідженні природних явищ або штучних систем, дуже часто, використовується їх описання за допомогою функцій двох або більше змінних. Ці функції виявляються розв'язками диференціальних рівнянь з частинними похідними [16].

**Метод Фур'є.** Метод Фур'є є одним з методів для знаходження розв'язку звичайних диференціальних рівнянь та диференціальних рівнянь з частинними похідними. Ці рівняння можна переписати так, щоб кожна з двох змінних містилася виключно по різні боки рівняння – справа чи зліва від знака «дорівнює».

Сама сутність методу полягає у припущенні про можливість представлення функції багатьох змінних спочатку у вигляді добутку функцій, кожна з яких залежить тільки від однієї змінної з наступним представленням у вигляді суми ряду [16].

В основному, перенесення тепла у твердих тілах відбувається електронами і фононами (колективними коливаннями кристалічної ґратки), а у діелектриках і напівпровідниках – тільки фонони.

Закон Фур'є для перенесення тепла:

$$\vec{q} = -\lambda \Delta T, \quad (1.4)$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності;

$T$  – температура.

Теплопровідність  $\lambda$  для звичайних матеріалів не залежить від розмірів тіла.

У наноструктурах мають місце класичні і квантові розмірні ефекти для фононів, тому можна очікувати, що стандартний закон Фур'є може бути порушений за наступними причинами:

- спектр фононів (залежність частоти фононів від хвильового імпульсу змінюється);
- стає значним граничне розсіювання;
- стає значним тепловий термічний опір при русі фононів між тілами або через теплові бар'єри [17].

**Метод функції Гріна.** Функція Гріна використовується для розв'язання неоднорідних диференціальних рівнянь з граничними умовами. Конкретне означення функції Гріна відповідає конкретній задачі математичної фізики. Функція Гріна містить повну інформацію про досліджуване рівняння, і за її допомогою можна побудувати розв'язок за будь-якої неоднорідності. Завдяки своїй інформативності функції Гріна широко використовуються в математичній фізиці, електродинаміці, квантовій механіці, квантовій теорії поля, статистичній фізиці тощо [16].

**Метод теплових потенціалів.** Однією з переваг методу теплових потенціалів є те, що він дозволяє зводити рішення диференціального рівняння параболічного типу до інтегрального рівняння, яке зручніше для проведення числових розрахунків.

До недоліків методу теплових потенціалів слід віднести його деяку складність і громіздкість, а також неможливість його безпосереднього застосування в разі неоднорідних початкових умов, які спочатку повинні бути зведені до однорідних. В останньому випадку можна обійти вказане утруднення за допомогою використання інтеграла Пуассона [16].

**Метод інтегральних перетворень.** Цей метод полягає у заміні невідомої функції її інтегральним перетворенням («зображенням»), що дозволяє звести диференціальне рівняння з частинними похідними до звичайного диференціального рівняння відносно відповідних «зображень».

Порівнюючи методи скінченних інтегральних перетворень з методами Фур'є, функцій Гріна, теплових потенціалів і інтегральних перетворень в нескінченних межах, ці методи мають ряд практичних переваг:

- вони уніфіковані і не потребують винахідливості в технічних прийомах;
- дозволяють отримувати рішення в разі неоднорідних граничних умов без подання завдання у вигляді сукупності *стаціонарної і нестаціонарної*;
- допускають перетворення за кількома координатам одночасно, а також за координатами, уздовж яких властивості середовища змінюються східчасто – це дозволяє переходити від системи диференціальних рівнянь в частинних похідних в оригіналах до одного звичайного диференціального рівняння в зображеннях [16].

Метод скінченних інтегральних перетворень зручний також для вирішення рівнянь Лапласа, Гельмгольца і Пуассона, які можуть зустрічатися в якості допоміжних при вирішенні багатомірних задач теплопровідності та в якості самостійних завдань при моделюванні полів інших фізичних величин та

температурних полів. Тому цей метод доцільно використовувати не тільки для вирішення диференціальних рівнянь теплопровідності [18].

Не виключається й теоретична можливість використання цього методу для вирішення нелінійних задач, але цей метод можуть не часто використовувати через його надмірну складність. Те ж саме відноситься до завдань для тіл складної форми, просторові межі яких є складними функціями просторових координат.

Можливе використання методу скінченних інтегральних перетворень для вирішення завдань теплопровідності тіл з рухомими межами.

Методика рішення задач теплопровідності для багатошарових тіл, тобто тіл, властивості яких змінюються стрибкоподібно вздовж однієї з просторових координат, розглянута нижче. Г. А. Грінберг розробив узагальнення теорії скінченних інтегральних перетворень для випадку стрибкоподібної зміни властивостей середовища в напрямку координати, по якій відбувається перетворення [19]. Використання рішень багатошарових задач є правильним наближенням до нелінійних задач, але не використовується практично, можливо, через складність в реалізації. Насправді, збільшення кількості шарів у постановці задачі не призводить до принципового ускладнення рішення, так як в рішенні використовуються ланцюгові (або рекурентні) співвідношення, які можна легко реалізувати під час програмування. Завдяки можливостям сучасних комп'ютерів, збільшення обсягу обчислень не грає вирішальної ролі. Але тим часом використання аналітичних рішень задач теплопровідності для багатошарових тіл дозволяє розробляти і використовувати складні математичні моделі процесів створення і обробки багатошарових матеріалів, які інакше розробити практично неможливо [18].

## 2.2 Чисельні методи

Чисельні методи дозволяють визначати розподіл температури у гетеротранзисторах зі складною структурою та довільною геометрією тепловивідної зони. В даний час вони найчастіше використовуються для моделювання теплових процесів у гетеротранзисторах. Було розроблено групу моделей на основі чисельних методів рішення рівняння теплопровідності: метод скінченних елементів [20], метод скінченних *різниць* [6 21] і метод граничних елементів [10].

**Метод скінченних елементів.** Метод скінченних елементів найчастіше використовується для визначення розподілу температури в мікроелектронних приладах і приладах мікросистемної техніки [10]. Особлива перевага методу, це те, що для метода кінцевих елементів існує багато поширених програмних реалізацій.

**Метод скінченних різниць.** Метод скінченних різниць побудований на заміні диференціального рівняння різницевиими рівняннями. Диференціальне рівняння описує розподіл температури в досліджуваному об'єкті, а різницеві рівняння використовують значення шуканої функції у певних точках об'єкту [21]. Проте метод скінченних елементів переважніший, бо він дозволяє підлаштувати процедуру тріангуляції (планарного розбиття площини на якусь кількість фігур, з яких одна є зовнішньою необмеженою, а інші – трикутниками) до задачі і модельованої структури в залежності від значень градієнтів обчислюваних функцій.

Сутність методу скінченних елементів полягає у перетворенні крайової задачі, яка містить граничне інтегральне рівняння, та чисельному вирішенні еквівалентної задачі [10].

## 2.3 Еквівалентні методи

Еквівалентні методи моделювання можна поділити на теплові методи та методи електротеплової аналогії.

**Тепловий метод.** Тепловим методом є заміна транзисторної структури тепловим еквівалентом за даними про геометричні розміри кристалу та джерела тепла. Геометрична тепла модель пов'язує розміри кристалу та теплофізичні параметри кристалу аналітичним виразом, за яким здійснюють визначення величини теплового опору:

$$R_T = \frac{\Delta T}{P} = \frac{h}{S\lambda}, \quad (1.5)$$

де  $\Delta T$  – зростання температури;

$P$  – розсіювана потужність (тепловий потік);

$h$  – висота кристалу;

$S$  – поперечного перерізу;

$\lambda$  – теплопровідність матеріалу кристалу.

Така модель дозволяє визначити чисельне значення теплового опору  $R_T$ , який називається «геометричний еквівалент теплового опору кристалу». Параметр  $R_T$  може змінюватися у широких межах і його величина не відповідає розрахунковому значенню. Чим більші розміри кристалу, тим воно більш наближене до дійсного значення.

Перевагами теплової моделі з тепловим еквівалентом, побудованим за розмірами джерела тепла, є його застосовність для одиночного джерела тепла та застосовність до декількох джерел тепла, які розташовані на кристалі. А недоліком теплового методу є громіздкість обчислень [10].

**Електротеплова аналогія.** Електротеплова аналогія часто застосовується для визначення розподілу температури у гетеротранзисторах та мікросхемах. Ця аналогія побудована на ідентичності процесів поширення тепла та протікання електричного струму у твердих тілах. Електротеплова аналогія добре проявляється в однакових процесах диференціальних рівнянь для температури і електричного потенціалу.

При розгляді теплових процесів у мікроелектронних системах вони за аналогією з електричними колами представляються у вигляді теплових кіл, у яких теплові потоки виконують роль електричних струмів, температура є аналогією потенціалу, тепловий опір є аналогією активного електричного опору, а теплоємність є аналогією електричної ємності.

Електротеплова аналогія використовується при моделюванні теплових процесів у варіанті зосереджених елементів і у варіанті розподілених елементів.

Варіант зосереджених елементів – найпоширеніший. Температура у різних точках мікроелектронної системи визначається з рішення рівнянь, які є аналогічними до рівнянь електричного кола.

Користуючись варіантом розподілених елементів необхідно розв'язувати диференціальні рівняння, вони аналогічні рівнянням електричних довгих ліній. У цьому випадку виникають складності, які схожі на складності розв'язання диференціальних рівнянь у частинних похідних, що описують поширення тепла у мікроелектронній системі [10].

## 2.4 Експериментальний (графічний) метод

При графічному методі кількісна оцінка теплових характеристик приладів здійснюється графіком перехідної теплової характеристики, тобто експериментально виявленої залежності миттєвого значення загального теплового опору приладу від



часу роботи (тривалості імпульсу). Особливістю даного методу є використання експериментальних досліджень як єдиного засобу представлення у кількісній формі початкової інформації, для подальшого розрахунку, про теплові показники застосовуваних напівпровідникових пристроїв. Це полегшує вирішення поставленої задачі на першому етапі розрахунків, коли ми збираємо інформацію, але значно ускладнює вирішення задачі на другій стадії – безпосередні розрахунки.

Графічний характер інформації про теплові показники пристроїв обумовлює доцільність їх подальшого розрахунку графо-аналітичними методами, які відрізняються своєю громіздкістю, низькою точністю тощо. Більш того, спрощення задачі на стадії збору інформації досягається за рахунок втрати взаємозв'язку з окремими тепловими параметрами елементів конструкції, що створює певні перешкоди для подальшого покращення пристроїв, які будуть виготовлятися, їх синтезу з урахуванням реальних теплових показників.

## 2.5 Аналітико-експериментальний (комбінований) метод

Аналітичний метод чи експериментальний метод окремо не можуть забезпечити ефективного розв'язання задачі, тому є доцільним розглянути аналітико-експериментальні методи кількісної оцінки теплових характеристик приладів. У ряді робіт [22] були здійснені спроби, обмежуючись двошаровою тепловою моделлю напівпровідникового приладу, використовувати результати експериментального дослідження реального приладу у якості робочої інформації для конкретизації теоретичного аналізу. За такого метода розв'язання задачі є можливість використати реальну перехідну характеристику приладу для кількісного виявлення його теплових параметрів, які можна визначити коефіцієнтами двох пов'язаних лінійних диференціальних рівнянь, які моделюють теплові процеси у транзисторі. Але одразу

було з'ясовано недоліки методу: точність методу виявилась невисокою. Це обумовлено нестрогими відповідностями вихідних диференціальних рівнянь реальним теплофізичним процесам. Незважаючи на це, переваги методу наступні: спроби обґрунтування можливості отримання чисельних значень вихідних диференціальних рівнянь експериментальними шляхами, заснованими на дослідженні реакцій приладу на типові збурення, тобто кривих нагріву чи остигання робочого р-п переходу, отриманих під час стрибка потужності розсіювання.

## 2.6 Висновки

Проведений аналіз визначив переваги і недоліки методів теплового аналізу.

На підставі розподілу температури можна визначати конструктивні та експлуатаційні параметри, оптимізувати конструкції та режими роботи гетеротранзисторів. Визначення теплових параметрів транзистора відбувається шляхом моделювання теплових режимів, які протікають у транзисторі, бо безпосереднє вимірювання температури нездійснено через малі розміри транзистора [10].

Експериментальний метод використовується, якщо інші методи не дають результатів. Його застосовують для визначення теплофізичних властивостей, таких як теплопровідність та питома теплоємність.

Аналітичні та чисельні методи використовуються для вирішення задач теплопровідності у твердих тілах складної форми. Рішення можуть бути знайдені, якщо відомі крайові умови. Вони мають включати початковий розподіл температури у тілі та граничні умови на поверхні тіла. Граничні умови можуть бути задані коефіцієнтом тепловіддачі, температурою поверхні та тепловим потоком [11].

Проте чисельні методи характеризуються більшим об'ємом обчислень і складністю підготовки до розв'язання задачі. Чисельні методи складно використовувати у подальших аналітичних процедурах для визначення та оптимізації параметрів гетеротранзисторів, визначенню впливу різних факторів на параметри гетеротранзисторів.

В даний час одним з найкращих методів для вирішення задач теплопровідності з чисельних методів є метод скінченних різниць [20].

### 3 МОДЕЛЮВАННЯ НИЗЬКОРОЗМІРНИХ ТРАНЗИСТОРНИХ СТРУКТУР

Для знаходження розподілу тепла у структурі транзистора використовувалося рівняння теплопровідності параболічного типу, метод скінченних елементів.

Було розглянуто кристалічну речовину – арсенід галію, він широко використовується для створення інтегральних схем, багатошарових структур, напівпровідникових пристроїв.

Напівпровідникові пристрої на основі арсеніду галію генерують менше шуму, ніж кремнієві пристрої на тій самій частоті. Пристрої з GaAs можуть працювати за більшої потужності, ніж пристрої з Si, це відбувається через більшу напруженість електричного поля пробою арсеніда галію.

#### 3.1 Теплова модель

За допомогою пакету програм Matlab, зокрема за допомогою пакету PDE TOOLBOX, було вирішено крайову задачу для диференціального рівняння у частинних похідних методом скінченних елементів.

Метод скінченних елементів є одним з найпоширеніших наближених методів вирішення диференціальних рівнянь у частинних похідних.

Для моделювання приймемо, що наш матеріал має однакові фізичні властивості у всіх напрямках, тобто ізотропний. Теплофізичні параметри GaAs вважатимемо такими, що не залежать від температури.

Для знаходження розподілу тепла у структурі транзистора використовувалося рівняння теплопровідності параболічного типу, метод скінченних елементів.

Використовуваний алгоритм роботи:

- спочатку ми побудували у програмі PDE структуру польового транзистора;
- наступним кроком задали граничні умови Діріхле, тобто температуру, бо ми вирішували рівняння теплопровідності. Ці умови визначають поведінку системи на границі структури;
- після цього вказували коефіцієнти для рівняння теплопровідності параболічного типу для GaAs, що вирішити задачу чисельно методом скінченних елементів;
- реалізували результати графічно.

Скористаємося рівнянням теплопровідності параболічного типу, щоб побудувати математичну модель:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + h(T - T_{ext}) = f, \quad (1.6)$$

де  $\rho$  – густина, Вт/м<sup>2</sup>;

$C$  – теплоємність, Дж/(моль·К);

$\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності, Вт/(м·С);

$h$  – коефіцієнт конвекційног теплообміну з зовнішнім середовищем, К;

$T_{ext}$  – зовнішня температура К;

$f$  – джерело тепла, Вт/м<sup>2</sup>.

Рішення диференціальних рівнянь у частинних похідних методом скінченних елементів для масиву точок трикутної сітки області рішення  $\Omega$ :

$$u(x, t) = \sum_i U_i(t) \phi_i(x). \quad (1.7)$$

Апроксимацію розв’язання рівняння теплопровідності можемо розбити на декілька етапів:

- описуємо геометрію області рішення  $\Omega$  та граничні умови;
- визначаємо точки області, де проводимо пошук розв'язання рівняння за допомогою тріангуляції;
- дискретизуємо диференціальне рівняння у частинних похідних і граничні умови в визначених точках, щоб отримати лінійну систему рівнянь.

### 3.2 Моделювання температурної залежності транзисторної структури

У транзисторних структурах з селективним легуванням в сильних полях можемо спостерігати розігрівання транзисторної структури. За допомогою вибору конструкції та матеріалу можна обмежити розігрів. Моделювання теплових полів та опис процесів в області сильного поля пов'язані з описом розігріву в реальній транзисторній структурі.

За допомогою математичної моделі з попереднього розділу змоделюємо температурні залежності транзисторної структури з GaAs.

Прийmemo, що товщини буферного та епітаксiального шарів незмінні, змінимо довжину затвору у діапазоні 0,06...0,3 мкм. Було отримано наступні зображення (див. рис. 3.1-3.6):

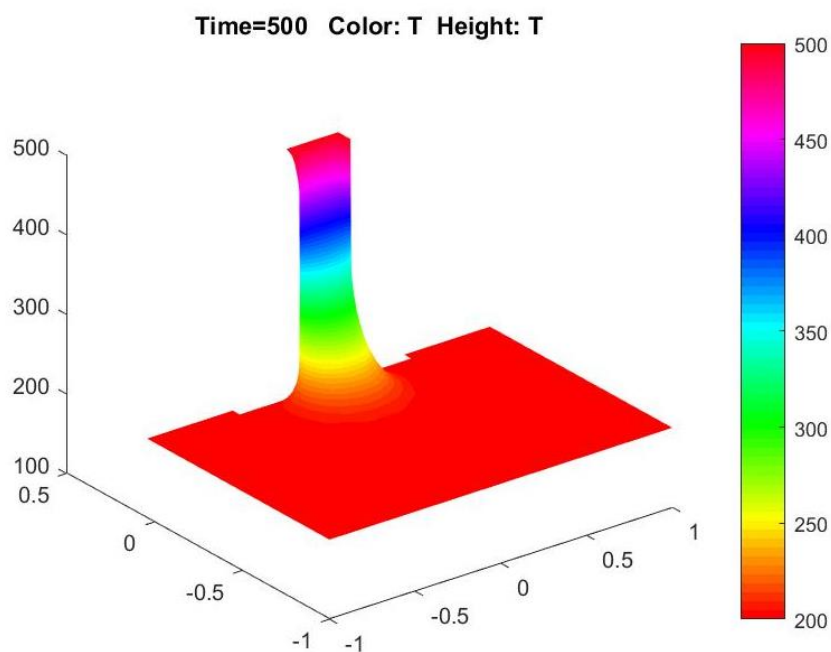


Рисунок 3.1 – 3-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з довжиною затвору 0,3 мкм

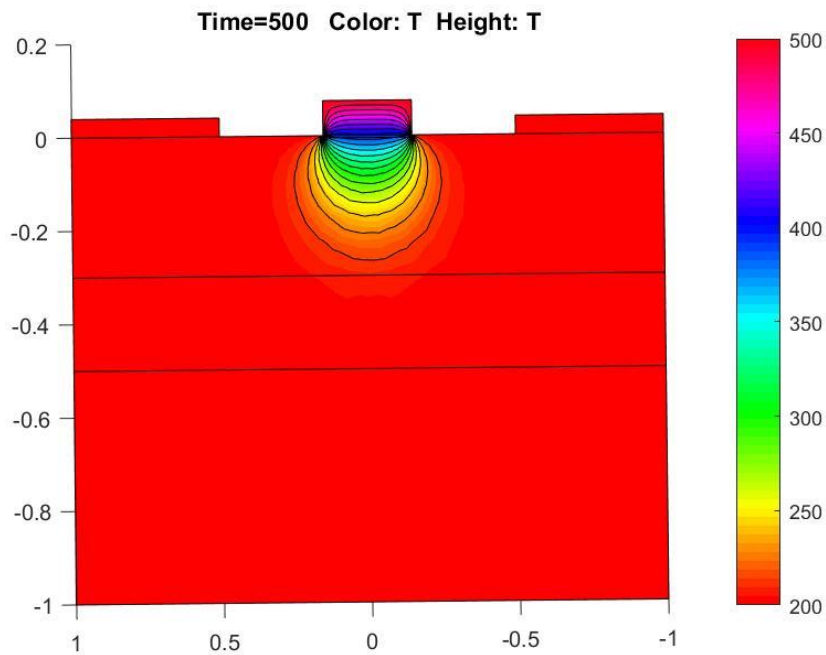


Рисунок 3.2 – 2-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з довжиною затвору 0,3 мкм

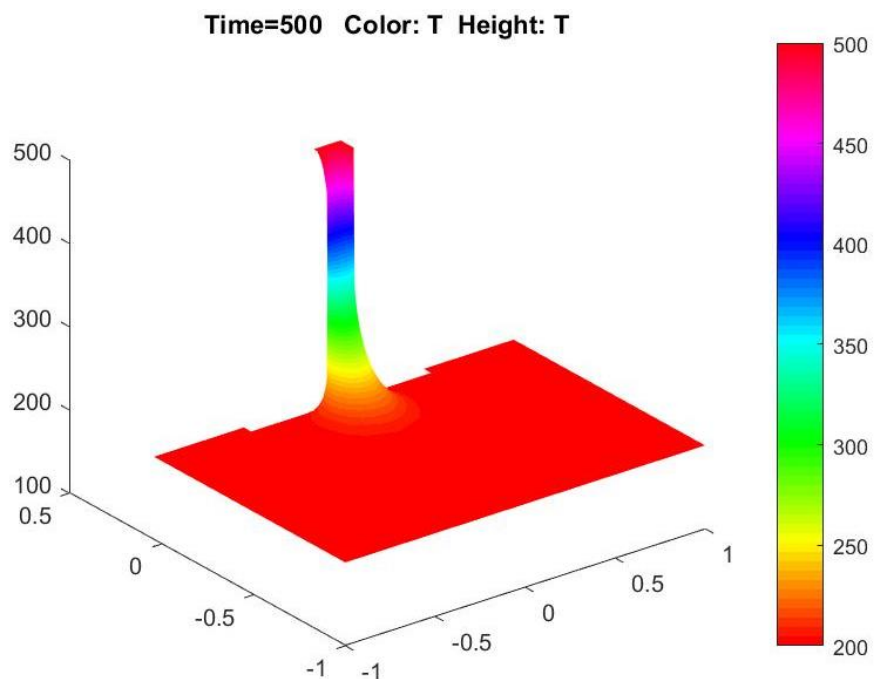


Рисунок 3.3 – 3-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з довжиною затвору 0,15 мкм

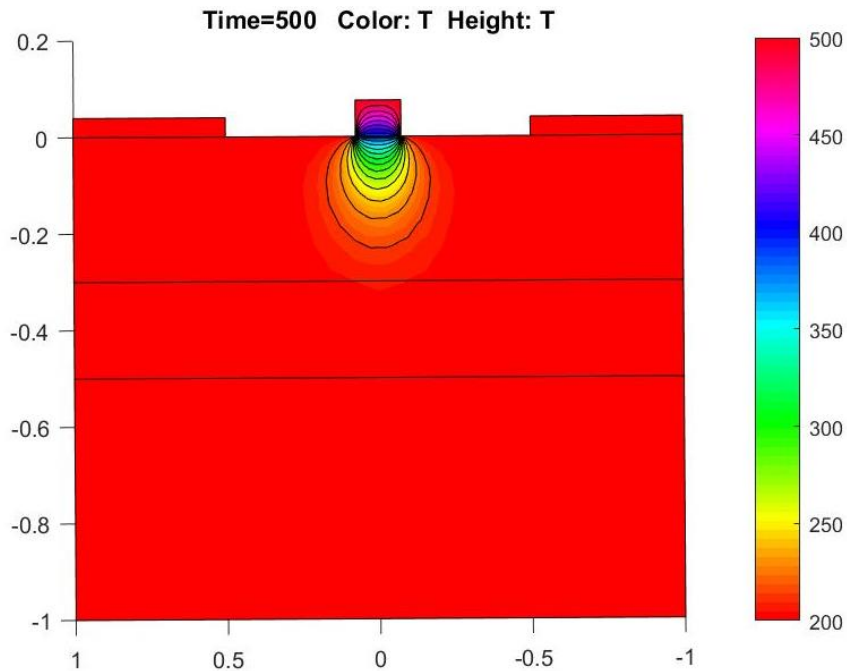


Рисунок 3.4 – 2-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з довжиною затвору 0,15 мкм



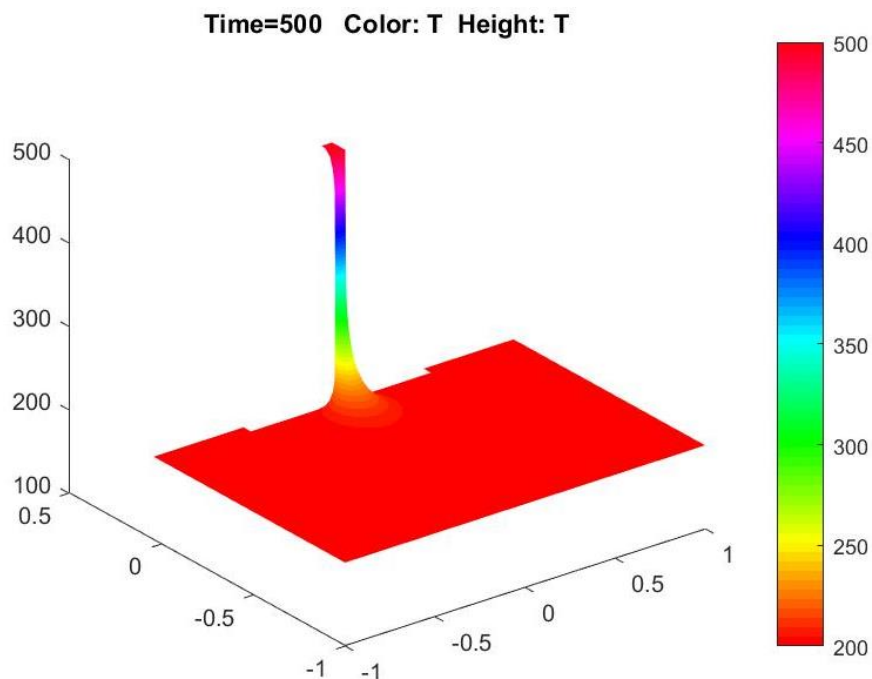


Рисунок 3.5 – 3-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з довжиною затвору 0,06 мкм

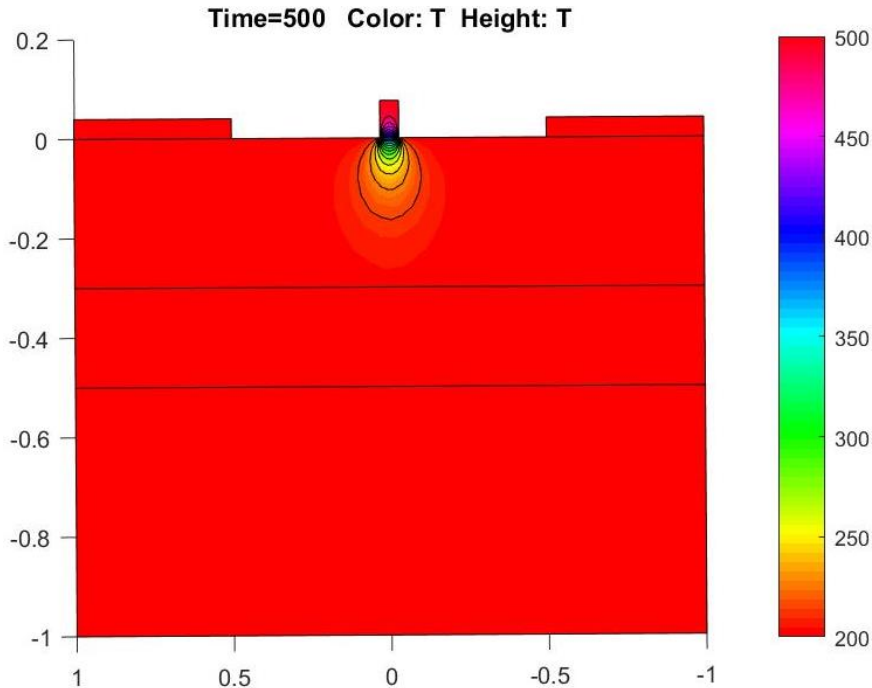


Рисунок 3.6 – 2-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з довжиною затвору 0,06 мкм

Прийmemo, що довжина затвору незмінна та поміняємо параметри епітаксіального та буферного шарів (рис. 3.7-3.12):

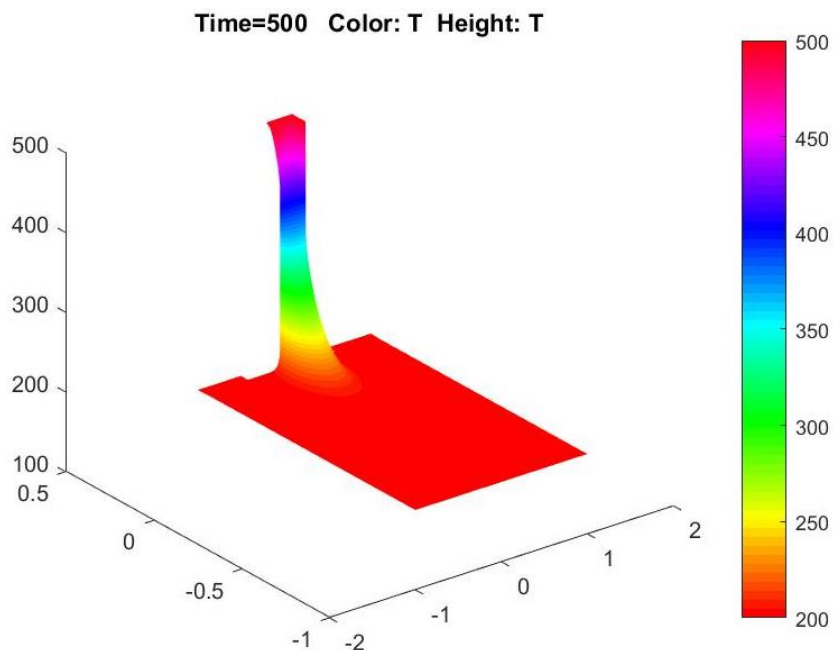


Рисунок 3.7 – 3-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з висотою буферного шару 0,4 мкм

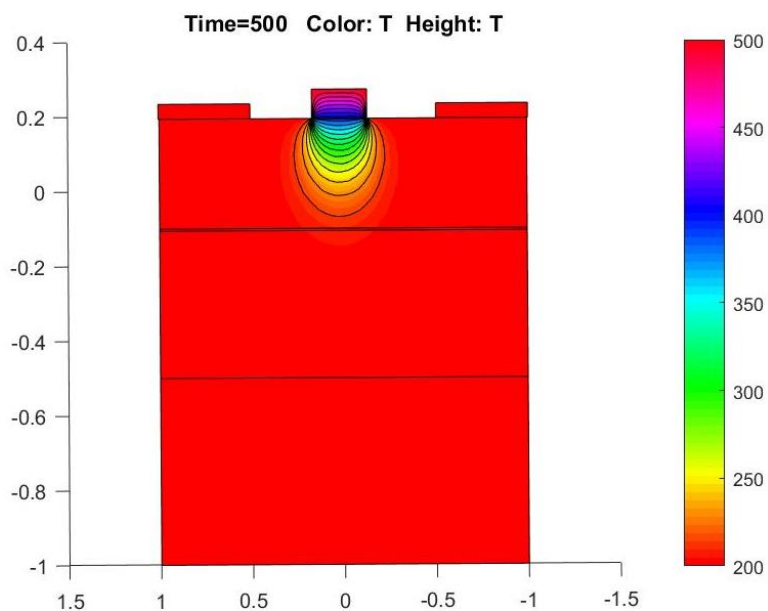


Рисунок 3.8 – 2-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з висотою буферного шару 0,4 мкм

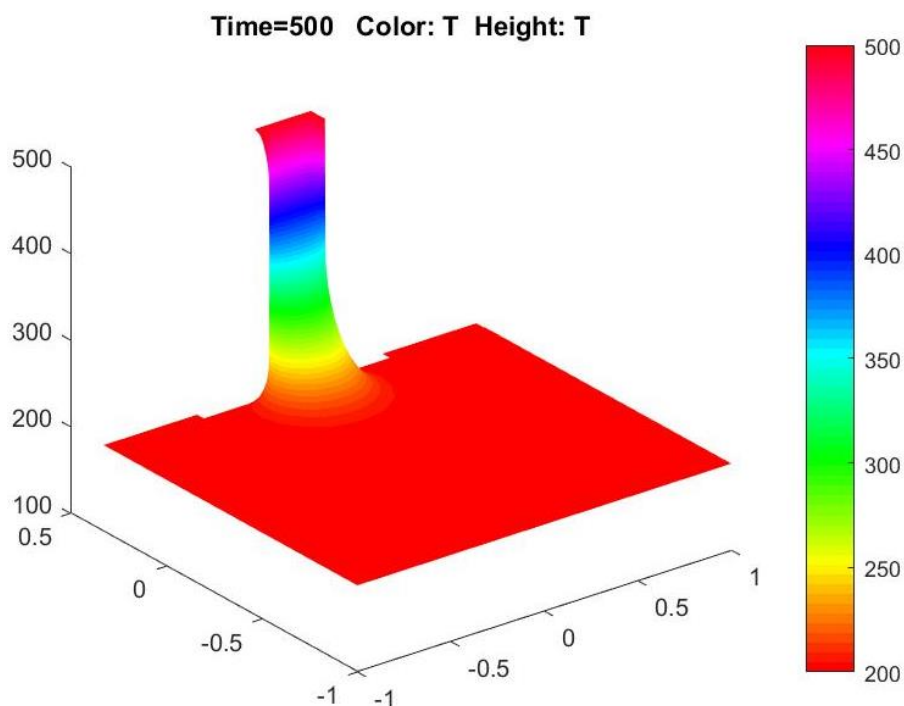


Рисунок 3.9 – 3-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з висотою буферного шару 0,4 мкм та епітаксiального шару 0,4 мкм

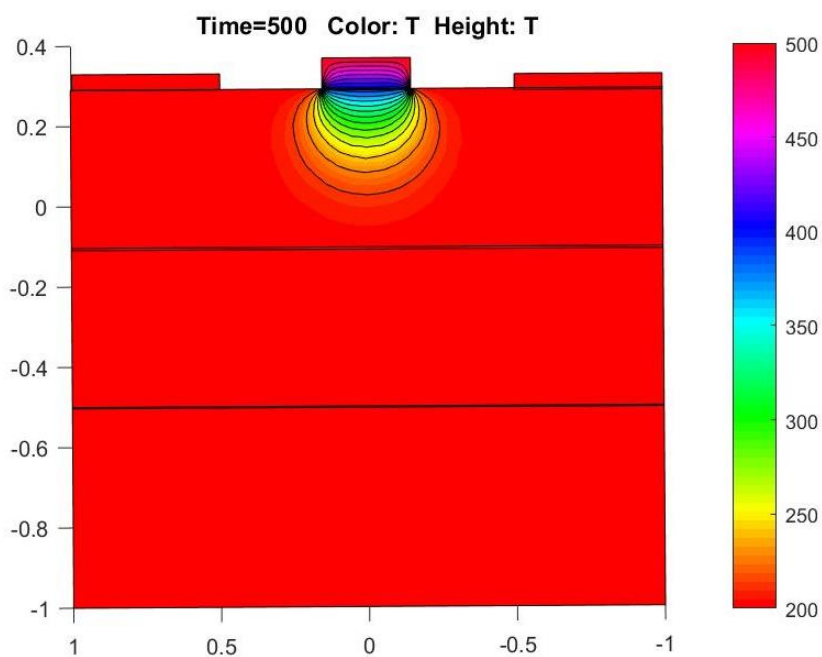


Рисунок 3.10 – 2-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з висотою буферного шару 0,4 мкм та епітаксiального шару 0,4 мкм

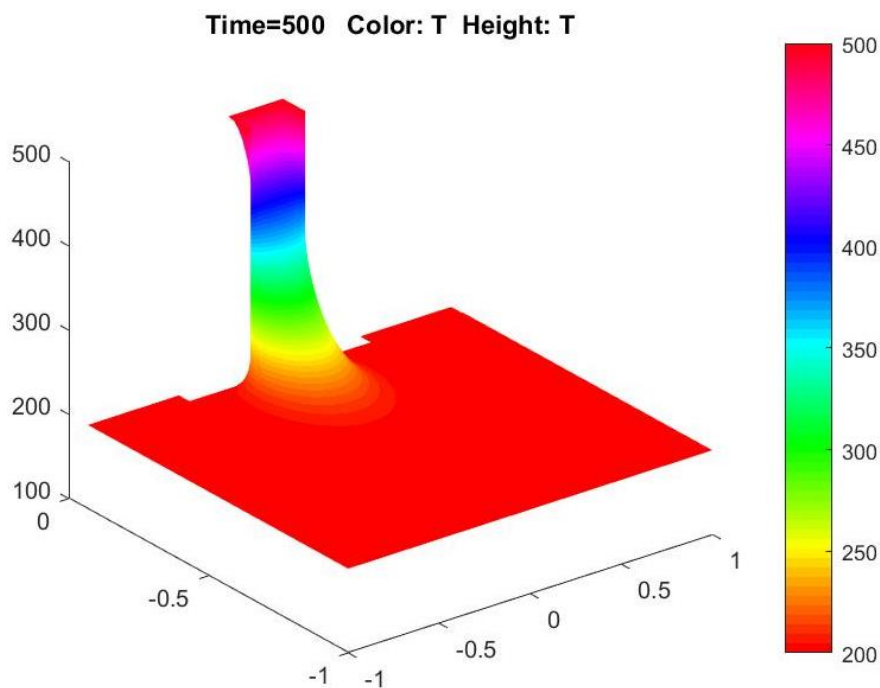


Рисунок 3.11 – 3-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з висотою буферного шару 0,2 мкм та епітаксiального шару 0,2 мкм

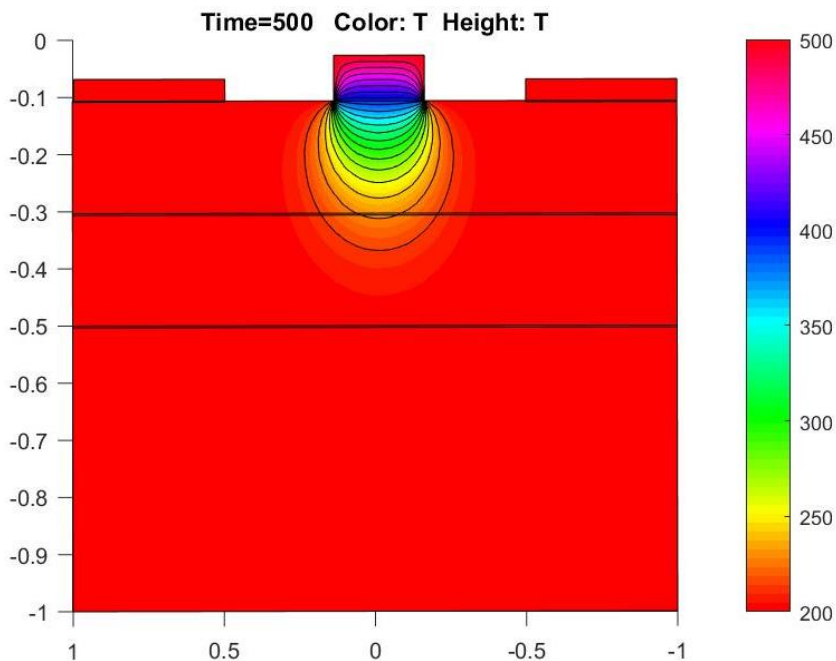


Рисунок 3.12 – 2-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури з висотою буферного шару 0,2 мкм та епітаксiального шару 0,2 мкм

Розглянемо також зміну розподілу температури за зміни матеріалу шарів у структурі, все інше незмінне (рис. 3.12-3.17):

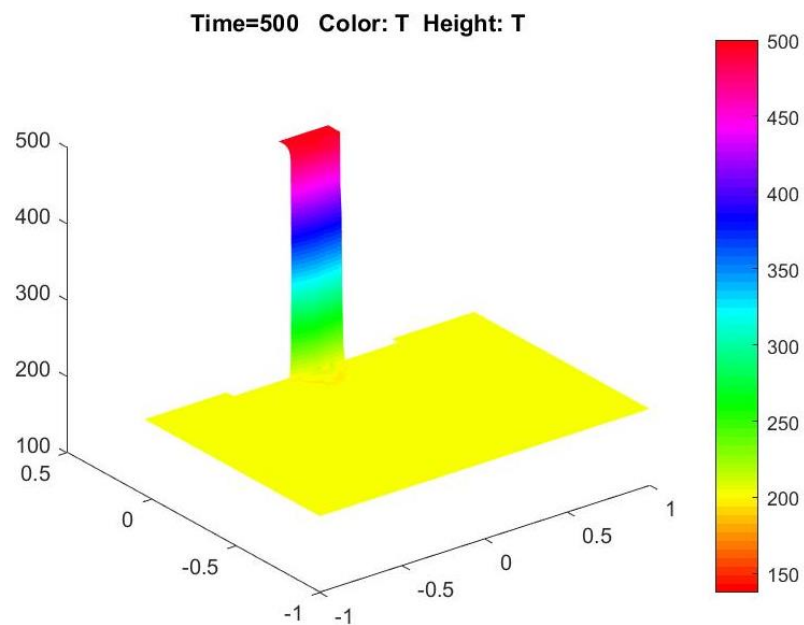


Рисунок 3.13 – 3-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури діелектрик/GaAs

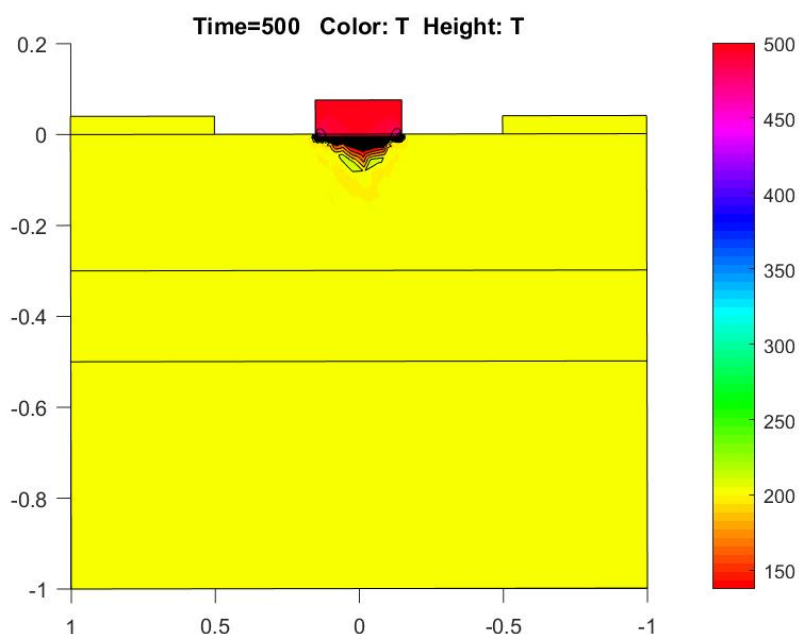


Рисунок 3.14 – 2-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури діелектрик/GaAs

Для кращого розгляду теплового розподілу у транзисторі з ізолюваним затвором збільшили 2-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури діелектрик/GaAs (див. рис. 3.15).

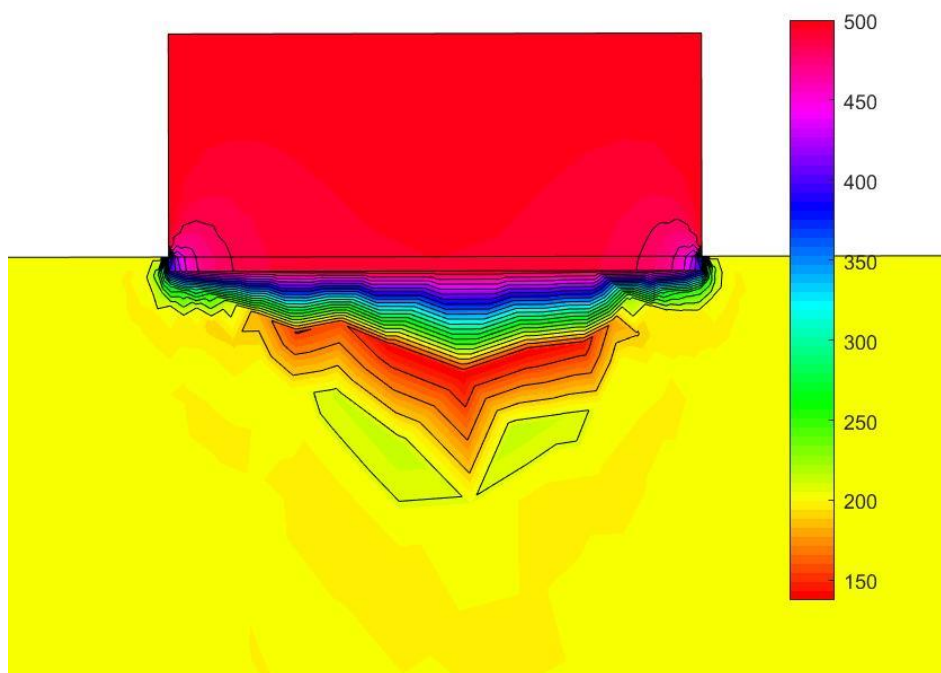


Рисунок 3.15 – Збільшене 2-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури діелектрик/GaAs

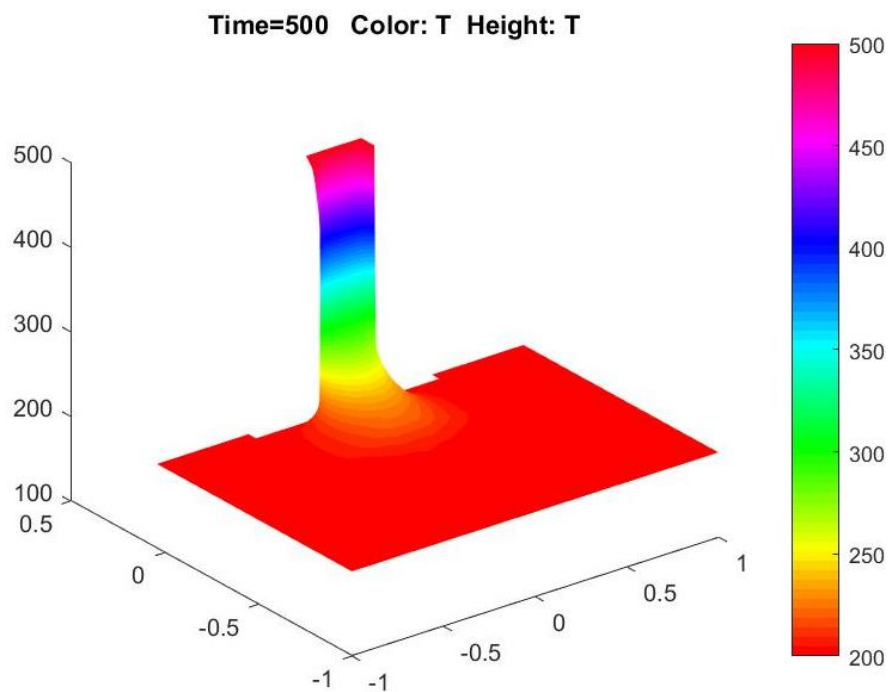


Рисунок 3.16 – 3-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури метал/GaAs

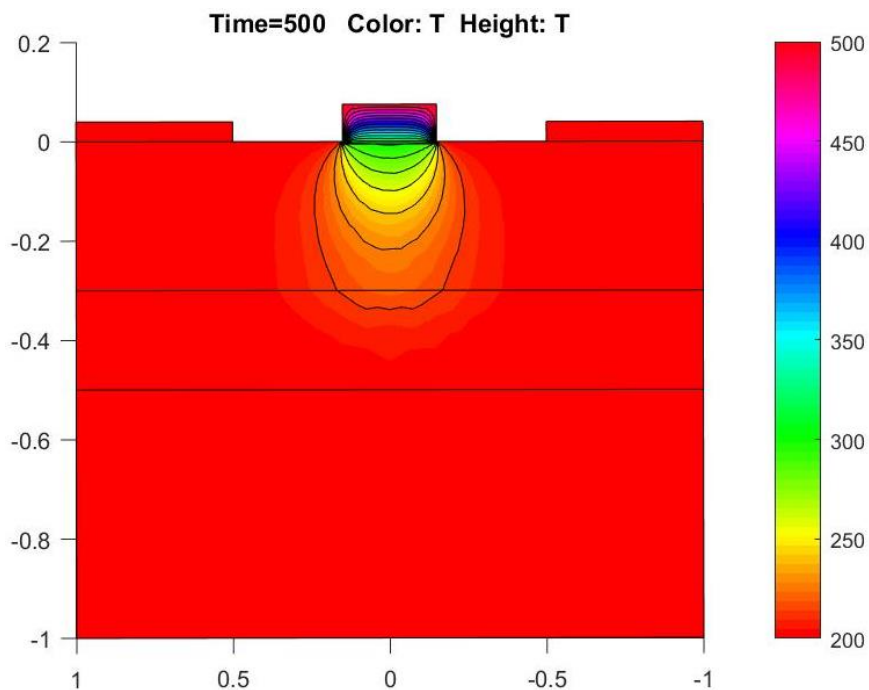


Рисунок 3.17 – 2-мірне зображення розподілу температури транзисторної структури метал/GaAs

### 3.3 Висновки

У даному розділі було розв'язано крайову задачу для диференціального рівняння у частинних похідних методом скінченних елементів та отримано теплові розподіли низькорозмірних транзисторних структур за різних параметрів. Виявлено області, в яких температура на 50–70 градусів перевищує рівноважну, а також виділені поздовжні і поперечні теплоперетоки із зон тепловиділень в периферійні зони кристала. Відзначено, що поблизу зони теплових виділень процес теплопереносу має багатовимірний характер, а вдалині від цієї зони і в глибині кристала майже одновимірний характер.

Такий аналіз дозволить оптимізувати транзисторну структуру з точки зору вибору розмірів транзисторної структури, товщини та кількості шарів, які входять в її склад, що, у свою чергу, дозволить керувати процесами відводу тепла транзистора ще на етапі моделювання.



## ВИСНОВКИ

У дипломній роботі розглянуто основні фундаментальні явища у низькорозмірних транзисторних структурах: квантове обмеження, балістичний транспорт і тунелювання. Показано, що транспорт носіїв заряду у напівпровідникових транзисторних структурах характеризується великою середньою довжиною вільного пробігу електронів, а отже домінує балістичний транспорт носіїв.

Особливу увагу приділено теплофізичним властивостям наноструктур і методам розрахунку теплових режимів різних транзисторних структур. Проведено порівняльний аналіз методів і способів визначення теплових параметрів, визначені переваги і недоліки відомих методів.

У роботі було розв'язано крайову задачу у двовимірному наближенні методом скінченних елементів, що дозволило отримати розподіл температури вздовж транзисторної структури, виявити зони перегріву, а також за результатами аналізу оптимізувати структуру транзистора на етапі моделювання.

## ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Борисов, О. В. Основы твердотельной электроники / О. В. Борисов. — К. : Освіта України, 2011. — 463 с. — ISBN 978-966-188-217-0.
2. Карпов, Д. А. Многослойные наноструктуры и нанокompозиты. Новое поколение покрытий для модификации поверхностных свойств материалов / Д. А. Карпов, В. Н. Литиновский. — СПб. : ФГУП «НИИЭФА им. Д. В. Ефремова», 2008. — 93 с. — ISBN 5-87911-094-X
3. Рембеза, С. И. Низкоразмерные структуры для микро- и нанoeлектроники / С. И. Рембеза, Е. С. Рембеза, Н. Н. Кошелева. — В. : ФГБОУ ВПО «Воронежский государственный технический университет», 2015. — 115 с. — Режим доступа : <https://www.cchgeu.ru/upload/iblock/202/nizkorazmernye-struktury.pdf>.
4. Борисенко, В. Е. Нанoeлектроника / В. Е. Борисенко, А. И. Воробьева, Е. А. Уткина. — Мн. : БГУИР, 2004. — 88 с. — ISBN 985-444-721-9
5. Суша, О. Н. Моделирование температурного поля в дереворежущем инструменте с использованием программы ANSYS / О. Н. Суша, Д. С. Карпович // Энерго- и ресурсосберегающие технологии и оборудование, экологически безопасные технологии. — 2014. — С. 44–48.
6. Хвесюк, В. И. Перенос теплоты в наноструктурах / Инженерный журнал: наука и инновации. — 2013. — вып. 5. — С. 11-20.
7. Хвесюк, В. И. Теплопроводность наноструктур / В. И. Хвесюк, А. С. Скрыбин // Теплофизика высоких температур. — Т. 55, вып. 3. — С. 447-471.
8. Cahil, D. G., Nanoscale Thermal Transport / D. G. Cahil, W. K. Ford, K. E. Goodson, G. D. Mahan, A. Majumdar, H. J. Maris, R. Merlin, S. R. Phillpot. — 2003. — Vol. 93. — P. 793–811.

9. Бондаренко, Г. Г. Основі матеріалознавства / Г. Г. Бондаренко, Т. А. Кабанова, В. В. Рыбалко. — М. : Лабораторія знань, 2015. — 763 с. — ISBN 978-5-9963-2377-7.
10. Тимофеев, В. И. Электротепловой анализ мощных субмикронных полевых гетеротранзисторов на основе нитрида галлия / В. И. Тимофеев, Е. В. Семеновская, Е. М. Фалеева // Радиоэлектроника. — 2016. — вып. 2. — С. 22-32.
11. Суша, О. Н. Моделирование температурного поля в дереворежущем инструменте с использованием программы ANSYS / О. Н. Суша, Д. С. Карпович // Энерго- и ресурсосберегающие технологии и оборудование, экологически безопасные технологии. — 2014. — С. 44–48.
12. Козлов, А. Г. Погрешность и адекватность аналитического моделирования температуры в тепловых микросистемах / А. Г. Козлов. — М. : ИППМ РАН, 2014. — Режим доступа : <http://www.mes-conference.ru/data/year2014/pdf/D093.pdf>
13. Фарлоу, С. Уравнения с частными производными для научных работников и инженеров / С. Фарлоу. — М. : Мир, 1985. — 384 с.
14. Карташов, Э. М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел / Э. М. Карташов, — М. : Высшая школа, 2001. — 550 с.
15. Дульнев, Г. Н. Методы расчета теплового режима приборов / Г. Н. Дульнев, В. Г. Парфенов, А. В. Сигалов. — М. : Радио и связь, 1990. — 312 с.
16. Буценко, Ю. П. Вступ до теорії рівнянь математичної фізики / Ю. П. Буценко, Н. М. Задерей, Г. Д. Нефьодова, Я. В. Симчук. — К. : НТУУ «Київський політехнічний інститут», 2013. — 57 с.
17. Презентация по теме «Тепловые процессы в наноэнергетике и наноэлектронике: как преодолеть тепловую стену». — Режим доступа : <https://docplayer.ru/83162240-Teplovye-processy-v-nanoenergetike-i-nanoelektronike-kak-preodolet-teplovuyu-stenu.html>

18. Туголуков, Е. Н. Решение задач теплопроводности методом конечных интегральных преобразований при автоматизированном проектировании технологического оборудования химической промышленности / Е. Н. Туголуков. — Т. : ТГТУ, 2006. — 115 с. — ISBN 5-8265-0455-2.
19. Гринберг, Г.А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений / Г. А. Гринберг — М. : АН СССР, 1948. — 731 с.
20. Сегерлинд, Л. Применение метода конечных элементов / Л. Сегерлинд. — М. : Мир, 1979. — 392 с.
21. Самарский, А. А. Вычислительная теплопередача / А. А. Самарский, П. Н. Вабишевич. — М. : Едиториал УРСС, 2003. — 784 с.
22. Дульнев, Г. Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре / Г. Н. Дульнев. — М. : Высш. шк., 1984. — 247 с.